ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПЛОТНОСТИ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА ПРИ ДРЕЙФЕ В СТЕКЛООБРАЗНОМ As_2Se_3

Архипов В. И., Казакова Л. П., Лебедев Э. А., Руденко А. И.

Представлены результаты экспериментального исследования формы пакета дырок, дрейфующих в стеклообразном As_2Se_3. Установлено, что время t_m, соответствующее максимуму плотности делокализованных носителей на тыловом электроде, совпадает с временем пролета пакета через образец t_T. Проведенный теоретический анализ показывает, что в режиме дисперсионного переноса отношение t_m/t_T всегда меньше единицы. Полученные результаты можно рассматривать как свидетельство в пользу того, что в стеклообразном As_2Se_3 при комнатной температуре имеет место перенос дырок, близкий по своим характеристикам к нормальному (равновесному).

Важной особенностью переноса в веществах с неупорядоченной структурой является сильное пространственное размытие пакета носителей заряда. Используемая ранее методика измерения дрейфовой подвижности была недостаточно информативной с точки зрения изучения пространственного распределения носителей заряда, и оно оставалось вне поля зрения исследователей.

В работах [1, 2] предложен новый способ определения временно́й зависимости плотности делокализованных носителей заряда P_c (L, t), прошедших через образец толщиной L. Использование этой методики позволяет получить достоверные данные о профиле пакета носителей заряда, дрейфующих в электрическом поле. В настоящей работе проведены расчет пространственного распределения плотности носителей заряда в режиме дисперсионного транспорта и его экспериментальное исследование с целью определения характеристик дисперсии пакета носителей. Объектом исследования выбран стеклообразный As_2Se_3, характеристики переноса в котором использовались как типичный пример проявления аномального дисперсионного переноса [3-6]. Однако данные о дисперсионных параметрах переноса в этом материале были противоречивы.

Основным дисперсионным параметром является коэффициент α $(0 \leqslant \alpha \leqslant 1)$. Дисперсия пакета возрастает с уменьшением α. Переходу к нормальному гауссовскому переносу соответствует случай $\alpha=1$. В ряде работ, выполненных на As_2Se_3, получено значение для $\alpha \simeq 0.5$ [3, 4, 7], в других же показано, что α близок к единице [5, 6].

В настоящей работе дисперсионный перенос неравновесных дырок анализируется на основе модели многократного захвата носителей на распределенные по энергии локализованные состояния [8]. В рамках этой модели предполагается, что двигаться под действием электрического поля и поддерживать ток могут только носители, находящиеся в делокализованных состояниях. Движение носителя прерывается захватом на локализованные состояния и возобновляется благодаря термической делокализации. Важно отметить, что вследствие высокой плотности локализованных состояний в каждый фиксированный момент времени t подавляющее большинство носителей находится на локализованных состояниях и именно локализованные носители дают определяющий вклад в полную плотность заряда. Широкий энергетический спектр локализованных состояний приводит к тому, что время установления термически равновесного энергетического распределения захваченных носителей оказывается достаточно большим. В результате на длительном временно́м интервале перенос происходит в неравновесном (дисперсионном) режиме.

Математическая формулировка модели многократного захвата включает уравнение, описывающее кинетику локализации и делокализации носителей,

$$\partial\rho(x,\ t,\ \varepsilon)/\partial t = c(\varepsilon)\, g(\varepsilon)\, P_c(x,\ t) - c(\varepsilon)\, N_c \exp(-\varepsilon/kT)\, \rho(x,\ t,\ \varepsilon), \tag{1}$$

уравнение непрерывности

$$\partial P(x,\ t)/\partial t + \mu_c E \partial P_c(x,\ t)/\partial x = 0, \tag{2}$$

а также уравнение баланса плотности носителей

$$P(x,\ t) = P_c(x,\ t) + \int\limits_0^\infty d\varepsilon \rho(x,\ t,\ \varepsilon), \tag{3}$$

где x — координата, t — время, P — полная плотность носителей, P_c — плотность делокализованных носителей, ε — энергия локализованного состояния, $g(\varepsilon)\, d\varepsilon$ — плотность локализованных состояний с энергиями от ε до $\varepsilon + d\varepsilon$, $\rho d\varepsilon$ — плотность носителей, захваченных на эти состояния, $c(\varepsilon)$ — величина, характеризующая вероятность захвата носителя на локализованное состояние с энергией ε, N_c — плотность делокализованных состояний, E — напряженность поля, μ_c — подвижность делокализованных носителей, T — температура, k — постоянная Больцмана.

В условиях дисперсионного транспорта уравнения (1) и (3) дают следующую связь между плотностями $P(x,\ t)$ и $P_c(x,\ t)$:

$$P_c(x,\ t) = (\partial/\partial t)\, [\tau(t)\, P(x,\ t)], \tag{4}$$

где функция $\tau(t)$ — «переменное время жизни» делокализованных носителей до захвата на «глубокие» локализованные состояния, лежащие ниже демаркационного энергетического уровня $\varepsilon_*(t)$, определяется формулами

$$\tau(t) = \left\{ \int\limits_{\varepsilon_*(t)}^{\infty} d\varepsilon c(\varepsilon)\, g(\varepsilon) \right\}^{-1}, \tag{5}$$

$$c[\varepsilon_*(t)]\, N_c \exp[-\varepsilon_*(t)/kT] = 1/t. \tag{6}$$

Подставляя соотношение (4) в уравнение непрерывности (2) и выполняя интегрирование по времени, получим уравнение переноса в режиме дисперсионного транспорта

$$P(x,\ t) + \mu_c E \tau(t)\, \partial P(x,\ t)/\partial x = P_0(x), \tag{7}$$

где $P_0(x)$ — начальное распределение плотности носителей.

Решение уравнения (7) с начальным распределением $P_0(x) = \sigma\delta(x)$, соответствующим условиям эксперимента по измерению времени пролета, дает

$$P(x,\ t) = [\sigma/\mu_c E \tau(t)] \exp[-x/\mu_c E \tau(t)]. \tag{8}$$

Использование соотношения (8) в формуле (4) позволяет найти плотность делокализованных носителей заряда

$$P_c(x,\ t) = [\sigma/\mu_c E \tau(t)]\, [d\tau(t)/dt]\, [x/\mu_c E \tau(t)] \exp[-x/\mu_c E \tau(t)]. \tag{9}$$

При экспоненциальном распределении $g(\varepsilon) = (N_t/\varepsilon_0) \exp(-\varepsilon/\varepsilon_0)$ и $c(\varepsilon) = \nu_0/N_c \approx \text{const}$ функция $\tau(t)$ имеет вид $\tau(t) = \tau_0 (\nu_0 t)^\alpha$, где ν_0 — частота попыток освобождения, τ_0 — время жизни носителя в делокализованном состоянии, $\alpha = kT/\varepsilon_0$ — дисперсионный параметр.

Для этого случая пространственное распределение полной плотности $P(x,\ t)$ и плотности свободных носителей заряда $P_c(x,\ t)$ при $\alpha = 0.5$ для нескольких последовательных моментов времени приведено на рис. 1.

Важно подчеркнуть, что в режиме дисперсионного переноса полная плотность носителей $P(x,\ t)$ является монотонно убывающей функцией координаты, максимум которой «закреплен» в точке $x=0$. Напротив, плотность делокализованных носителей имеет максимум в точке $x=x_m(t)$, движущейся по закону

$$x_m(t)=\mu_c E\tau(t). \tag{10}$$

Используя формулу (9), получим временну́ю зависимость плотности делокализованных носителей на границе образца L

$$P_c(L,\ t)=(\sigma/\mu_c E\tau_0)(\nu_0\tau_0)(L/\mu_c E\tau_0)(\nu_0 t)^{-1-\alpha}\exp[-(L/\mu_c E\tau_0)(\nu_0 t)^{-\alpha}]. \tag{11}$$

Вид зависимости $P_c(L,\ t)$ при значении $\alpha=0.5$ представлен на рис. 2, *а*. Характерной особенностью этой зависимости является наличие максимума в момент $t=t_m$

$$t_m=(1/\nu_0)[1+(1/\alpha)]^{-1/\alpha}(L/\mu_c E\tau_0)^{1/\alpha}. \tag{12}$$

В рамках традиционной времяпролетной методики основной экспериментально определяемой характеристикой является переходный ток $j(t)$, протекаю-

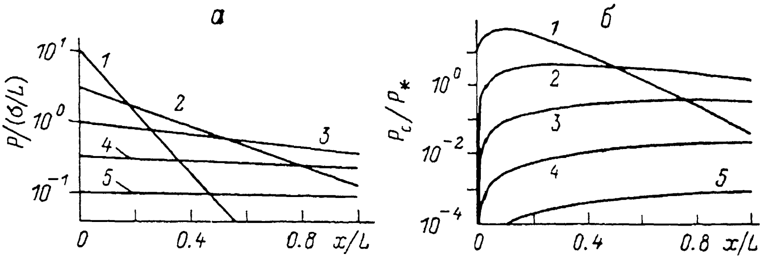

Рис. 1. Пространственное распределение полной плотности (*а*) и плотности делокализованных (*б*) носителей заряда при $\alpha=0.5$ в разные моменты времени.

t/t_T: *1* — 10^{-2}, *2* — 10^{-1}, *3* — 10^0, *4* — 10^1, *5* — 10^2. $t_T=\nu_0^{-1}(L/\mu_c E\tau_0)^{1/\alpha}$ — время пролета носителей заряда через образец. $P_*=(\sigma/L)(\mu_c E\tau_0/2L)(\nu_0\tau_0)$ — нормировочная константа.

щий через образец. Этот ток связан с плотностью делокализованных носителей следующей формулой (см., например, [8]):

$$j(t)=(e\mu_c E/L)\int\limits_0^L dx P_c(x,\ t). \tag{13}$$

Экспериментально время пролета носителей заряда через образец определяется как момент резкого увеличения скорости спада тока. Как показано в [8], для случая экспоненциального распределения $g(\varepsilon)$ t_T определяется формулой

$$t_T=(1/\nu_0)(L/\sqrt{2}\,\mu_c E\tau_0)^{1/\alpha}. \tag{14}$$

На рис. 2, *б* представлена вычисленная по формуле (8) для случая экспоненциального распределения $g(\varepsilon)$ при $\alpha=0.5$ зависимость от времени полной плотности носителей заряда на границе образца $P(L,\ t)$. Как видно из рисунка, время пролета t_T соответствует максимуму функции $P(L,\ t)$.

Новая методика экспериментального изучения характеристик дрейфующего пакета основана на измерении переходного тока $j(t)$ в двухслойной структуре, состоящей из исследуемого образца толщиной L и полупроводника, имеющего значительно более высокое значение подвижности [1, 2]. В этом случае переходный ток уже не определяется формулой (13), величина тока $j(t)$ прямо пропорциональна $P_c(L, t)$. Таким образом, $j(t)$ уже не является монотонно спадающей функцией, а также, как $P_c(L, t)$, имеет максимум при $t=t_m$. Как следует из (12), (14), отношение t_m/t_T следующим образом зависит от дисперсионного параметра α:

$$t_m/t_T=[(1/\sqrt{2})+(1/\alpha\sqrt{2})]^{-1/\alpha}, \tag{15}$$

причем величина этого отношения оказывается меньше единицы при любых возможных значениях α.

На рис. 2, *а* иллюстрируется соотношение времен t_m и t_T в случае $\alpha=0.5$. Кроме того, отмечено время $t=t_*$, соответствующее выходу из образца (толщиной L) максимума плотности свободных носителей заряда $P_c\ (x,\ t)$. Выражение для времени t_* можно получить из формулы (10) при $x_m\ (t)=L$:

$$t_* = (1/\nu_0)\ (L/\mu_c E \tau_0)^{1/\alpha}. \tag{16}$$

Таким образом, проведенное рассмотрение позволило установить, что в условиях дисперсионного переноса между характерными временами, связанными с максимумами функций распределения плотностей носителей заряда $P_c\ (L,\ t)$, $P\ (L,\ t)$ и $P_c\ (x,\ t)$, выполняется следующее соотношение: $t_m < t_T < t_*$. Отметим, что, согласно формулам (12), (14), (16), разница в значениях характерных времен тем больше, чем меньше α.

На рис. 3 представлены результаты экспериментального исследования переходного фототока в слое As_2Se_3 (рис. 3, *а*) и в двухслойных структурах As_2Se_3—Se (рис. 3, *б*) и As_2Se_3—$As_2Se_3X_{0.025}$ (рис. 3, *в*). Отметим, что подвижность дырок

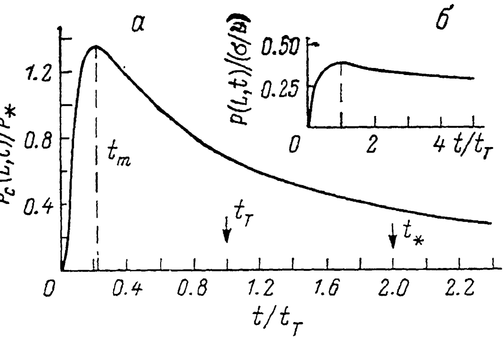

Рис. 2. Зависимость плотности делокализованных (*а*) и полной плотности (*б*) носителей заряда, прошедших образец, от времени ($\alpha=0.5$).

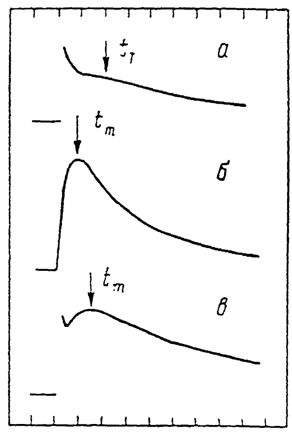

Рис. 3. Осциллограммы импульсов фототока в слое As_2Se_3 (0.5 мкм) (*а*), двухслойных структурах As_2Se_3 (1 мкм)—Se (7.5 мкм) (*б*) и As_2Se_3 (0.5 мкм)—$As_2Se_3X_{0.025}$ (2.6 мкм) (*в*).

$E=1\cdot10^5$ В/см. Длительность развертки, мкс/дел: *а* — 5, *б* — 50, *в* — 10.

в легированном примесью X стеклообразном As_2Se_3 превышает подвижность дырок в As_2Se_3 в 50 раз, а в Se подвижность дырок выше, чем в As_2Se_3, в 10^4 раз. На структурах As_2Se_3—Se t_m зависело от времени задержки между моментами приложения напряжения и подачи импульса света, создающего пакет неравновесных носителей заряда. Величина t_m увеличивалась приблизительно в 2 раза при увеличении времени задержки от одной до нескольких десятков секунд. Такое поведение фототока, по-видимому, связано с развивающимися во времени поляризационными эффектами в двухслойной структуре, так как слои характеризуются разными сопротивлениями и величинами ширины запрещенной зоны.

В структурах As_2Se_3—$As_2Se_3X_{0.025}$ значение t_m не зависело от времени задержки. По величине сопротивления и ширине запрещенной зоны материалы As_2Se_3 и $As_2Se_3X_{0.025}$ аналогичны, следовательно, поле в структуре распределяется равномерно. Сравнение результатов, полученных на слое As_2Se_3 и двухслойной структуре As_2Se_3—$As_2Se_3X_{0.025}$, показало, что величина $t_m/t_T \approx 1$. Такое же значение t_m/t_T установлено в структурах As_2Se_3—Se при определении t_m при малых временах задержки.

Для дисперсионного переноса, характеризуемого параметром $\alpha=0.5$, отношение t_m/t_T должно иметь значение, близкое к 0.22. Полученные нами данные свидетельствуют о том, что пространственное распределение пакета дырок в As_2Se_3 не соответствует характеристикам дисперсионного переноса. Сделанный вывод не противоречит экспериментальным данным работы [7], в которой при исследовании переноса в стеклообразном As_2Se_3 использовались двухслойные структуры As_2Se_3—Se. Судя по полученным в этой работе данным, отношение $t_m/t_T=2-4$. Однако оценка дисперсионного параметра α в ней производилась фактически по зависимости времени пролета от напряженности электрического поля, и в результате было получено значение $\alpha \simeq 0.43$. В работе [9] показано, что такой способ оценки может оказаться неточным и привести к заниженному значению α.

На близость характера переноса к нормальному в стеклообразном As_2Se_3 указывает установленная в работе [9] слабая зависимость дрейфовой подвижности от толщины образцов и неуниверсальная зависимость времени пролета от отношения L/E. Наблюдаемое в As_2Se_3 сильное пространственное размытие пакета носителей заряда может быть связано с распределением носителей заряда по подвижности, обусловленным, например, наличием неоднородностей [9, 10].

Таким образом, в настоящей работе развиты теоретические представления о пространственном распределении носителей заряда при дисперсионном переносе. Установлено соотношение между временем пролета и временами, соответствующими максимуму полной плотности и плотности свободных носителей заряда на границе образца. Заметим, что характеристики дрейфующего пакета носителей в режиме дисперсионного переноса были проанализированы выше для случая экспоненциального энергетического распределения локализованных состояний, причем сечение захвата носителей предполагалось не зависящим от энергии. Однако все основные особенности динамики пакета и его форма в условиях дисперсионного переноса сохраняются при переходе от экспоненциального к любому другому достаточно широкому энергетическому спектру ловушек («прямоугольному» [8], гауссовскому [11] и т. д.), а также при учете возможной зависимости сечения захвата от энергии ловушки. При экспоненциальной зависимости такой учет приводит лишь к перенормировке энергетической глубины ε_0 и температуры T [8, 12]. Так, если энергетическая зависимость сечения захвата описывается экспонентой $c(\varepsilon) \sim \exp(-\varepsilon/\varepsilon_0')$, затухающей с ростом ε быстрее, чем плотность ловушек $g(\varepsilon)$, то температурная зависимость дисперсионного параметра α будет определяться уже глубиной распределения $c(\varepsilon)$: $(1/\alpha)=(kT/\varepsilon_0')+1$, $(\alpha < 1)$ [12]. Поэтому сделанный выше вывод об отличии экспериментально наблюдаемой кинетики пакета носителей от той, которая характерна для дисперсионного переноса, не ограничивается только случаем экспоненциального энергетического спектра ловушек, а носит более общий характер и указывает на то, что в As_2Se_3 при комнатной температуре в ограниченном интервале времени эксперимента осуществляется перенос дырок, близкий к нормальному (равновесному). Сделанный вывод находится в согласии с данными ряда работ, выполненных на As_2Se_3 с помощью обычной методики определения времени пролета [5, 6, 9, 11].

Литература

[1] Лебедев Э. А., Карпова Л. Н. — ФТП, 1981, т. 15, в. 12, с. 2421—2423.
[2] Лебедев Э. А., Карпова Л. Н. — А. с., № 1044198. БИ, № 8, 1984, с. 220.
[3] Pfister G., Scher H. — Phys. Rev. B, 1977, v. 15, N 4, p. 2062—2083.
[4] Orenstein J., Kastner M. A., Vaninov V. — Phil. Mag. B, 1982, v. 46, N 1, p. 23—62.
[5] Коломиец Б. Т., Лебедев Э. А., Казакова Л. П. — ФТП, 1978, т. 12, в. 9, с. 1771—1776.
[6] Marshall J. M. — Rep. Progr. Phys., 1983, v. 46, N 10, p. 1235—1282.
[7] Imamura S., Kitamura T., Minato T., Nakamura N. — J. Non-Cryst. Sol., 1985, v. 77/78, p. 1249—1252.
[8] Rudenko A. I., Arkhipov V. I. — Phil. Mag. B, 1982, v. 45, N 62, p. 189—226.
[9] Казакова Л. П., Коломиец Б. Т., Лебедев Э. А., Таурайтене С. А. — ФТП, 1987, т. 21, в. 2, с. 274—278.
[10] Архипов В. И., Лебедев Э. А., Руденко А. И. — ФТП, 1981, т. 15, в. 4, с. 712—717.
[11] Архипов В. И., Казакова Л. П., Лебедев Э. А., Руденко А. И. — ФТП, 1987, т. 21, в. 4, с. 724—727.
[12] Барановский С. Д., Карпов В. Г. — ФТП, 1985, т. 19, в. 3, с. 541—543.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Получена 14.07.1987
Принята к печати 25.11.1987